

На рис. 3 показаны результаты проектировочного расчета турбинного диска в виде профиля меридионального сечения — *а* и профиль спроектированного на те же условия работы диска — *б*, выполненный конструктором. Диск, спроектированный машиной, при одинаковых допустимых запасах прочности и долговечности, оказался несколько легче (примерно на 3,5 кг).

Программа написана на алгоритмическом языке ФОРТРАН-4 и эксплуатируется на ЭВМ ЕС-1033 с ОС версии 4.1, на шаге выполнения занимает 200 К оперативной памяти. Время счета указанного выше примера 4 мин.

Опытная эксплуатация программы показала эффективность ее применения как по экономии времени, затрачиваемому на разработку конструкции, так и по качеству получаемых решений, соответствующих уровню проектных разработок высококвалифицированного конструктора.

Л и т е р а т у р а

1. Демьянушко И. В., Биргер И. А. Расчет на прочность вращающихся дисков. М.: Машиностроение, 1978.
2. Коротких Ю. Г. Кинетические уравнения процесса накопления повреждений материала при неізотермическом вязкоупруго-пластическом деформировании.— В сб.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Статика и динамика деформируемых систем /ГГУ, 1982.
3. Филатов Э. Я., Павловский В. Э., Панфилов Ю. А. Накопление усталостных повреждений в связи с нижними уровнями напряжений эксплуатационных спектров.— Проблемы прочности, 1969, № 1.
4. Серенсен С. В., Когаев В. П., Шнейдерович Р. М. Несущая способность и расчеты деталей машин на прочность. М.: Машгиз, 1963.
5. Цейтлин В. И., Федорченко Д. Г. Оценка циклической долговечности деталей, работающих при сложных программах нагружения.— Проблемы прочности, 1983, № 2.
6. Рабинович В. П. Прочность турбинных дисков. М.: Машиностроение, 1966.

УДК 593.3

Н. С. Кондрацов,

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ПРОБЛЕМЫ НЕПРОБИВАЕМОСТИ КОРПУСОВ

Одним из самых напряженных элементов авиационного ГТД является рабочая лопатка. Циклическое действие на нее центробежных, газовых и тепловых нагрузок дополняется интенсивным вибрационным нагружением, газовой коррозией, эрозией от запыленного воздуха и повреждением посторонними предметами. Поэтому, несмотря на достижения последних лет в области расчета и конструирования, технологии и материаловедения,

эксплуатации и диагностики, полностью избежать обрывов боковых лопаток не удастся и для их удержания внутри двигателя необходимо предпринимать специальные меры.

Проблема локализации оторвавшейся лопатки весьма многогранна и среди ее аспектов следует указать следующие:

- определение величины и направления скорости оторвавшейся лопатки;
- изучение взаимодействия оторвавшейся лопатки с корпусом и соседними лопатками;
- разработка проектировочных оценок определения необходимой толщины корпуса;
- разработка методов локализации и оптимальных конструкций бронезащитных элементов;
- отыскание критериев выбора материала для бронезащитных элементов;
- создание экспериментальных методов изучения процессов взаимодействия и пробивания, а также экспериментальных методов проверки непробиваемости корпусов.

Несмотря на многовековую историю существования проблемы соударения деформируемых тел, составной частью которой является и проблема непробиваемости, процесс взаимодействия оторвавшейся лопатки с окружающими элементами отличается от уже изученных процессов существенными особенностями, практически полностью исключающими использование накопленной эмпирической информации из области баллистики и смежных областей.

В данной статье рассматриваются лишь некоторые из перечисленных аспектов, освещение которых необходимо для создания непробиваемых корпусов.

ВЕЛИЧИНА И НАПРАВЛЕНИЕ СКОРОСТИ ОТОРВАВШЕЙСЯ ЛОПАТКИ

По-видимому, кажущаяся простота этого вопроса привела к двум неточным представлениям о направлении движения оторвавшейся лопатки. На основании одного из них лопатка должна двигаться в радиальном направлении, на основании другого — в тангенциальном.

Истинное направление и величину скорости движения оторвавшейся лопатки можно определить, если учесть ее запасенную энергию в момент, предшествующий отрыву. Пусть лопатка имеет массу m и момент инерции относительно центра тяжести I_c , и колесо перед ее отрывом имеет угловую скорость ω_0 . Полная ее энергия состоит из кинетической энергии поступательного движения центра тяжести со скоростью v_c , вращательного движения относительно центра тяжести со скоростью ω_0 и потенциальной энергии P

$$\mathcal{E} = \frac{mv_{\tau}^2}{2} + \frac{I_c \omega_0^2}{2} + \Pi. \quad (1)$$

Потенциальную энергию Π представим в виде суммы двух составляющих Π' и Π'' , одна из которых перейдет после обрыва лопатки в кинетическую энергию поступательного движения ее центра тяжести в радиальном направлении, а вторая вызовет колебательное движение, которое постепенно затухнет.

Энергия Π определяется выражениями (рис. 1, а)

$$\Pi = \frac{1}{2E} \int_0^l \sigma^2(x) F(x) dx; \quad \sigma(x) = \frac{\rho \omega_0^2}{F(x)} \int_x^l (R_0 + \xi) F(\xi) d\xi,$$

где E , ρ — модуль упругости и плотность материала; $F(x)$ — закон изменения площадей; R_0 — радиус корневого сечения лопатки.

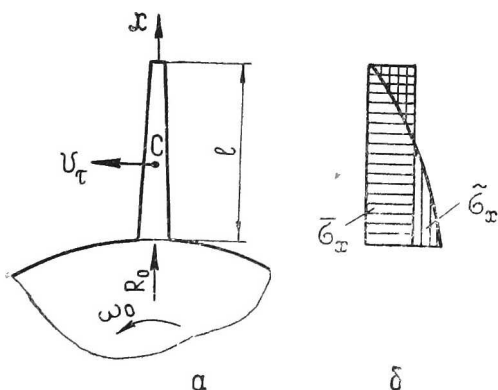
Если лопатка имеет постоянную площадь, то

$$\sigma(x) = \rho \omega_0^2 (R_0 l + 0,5 l^2 - R_0 x - 0,5 x^2). \quad (2)$$

Эпюру напряжений (2) (рис. 1, б) представим суммой напряжений, постоянных по всей длине лопатки $\bar{\sigma}(x)$, и напряжений, изменяющихся $\tilde{\sigma}(x)$. Из анализа волнового движения стержня постоянного сечения следует, что энергию, соответствующую постоянному растяжению, можно полностью перевести в кинетическую энергию поступательного движения. Для вычисления этой энергии следует принять

$$\bar{\sigma}(x) = \rho \omega_0^2 R_0 l (1 + 3l/8R_0),$$

Рис. 1. Схема движения лопатки до обрыва (а); эпюры растягивающих напряжений (б)



поэтому

$$\Pi' = \frac{\rho^2 \omega_0^4}{8E} F R_0^2 l^3 (1 + 0,51/R_0)^2.$$

Представим эту формулу в виде

$$\Pi' = \frac{mv_{\tau}^2}{2} \cdot \frac{v_{\tau}^2}{c_2} \cdot v^2 = \frac{mv_r^2}{2}, \quad (3)$$

где c — скорость звука в материале лопатки,

$$\nu = 0,5 R_0^{-1} l (1 + 3l/8R_0)^{-1},$$

и сравним ее с первым слагаемым выражения (1)

$$\frac{mv_\tau^2}{2\Pi'} = \frac{v_\tau^2}{v_r^2} = \frac{c^2}{v_\tau^2 v^2}.$$

Отсюда следует, что тангенциальная и радиальная составляющие скорости относятся как скорость звука к тангенциальной скорости, т. е. радиальная составляющая на порядок меньше тангенциальной.

РЕАЛИЗАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЛОПАТКИ ПРИ ПРОБИВАНИИ

С учетом (3) энергия оторвавшейся лопатки после затухания в ней колебательных явлений

$$T_- = \frac{mv_0^2}{2} + \frac{I_c \omega_0^2}{2}; \quad v_0^2 = v_\tau^2 \left(1 + \frac{v_\tau^2}{c^2} \nu^2 \right). \quad (4)$$

Только часть этой энергии ΔT пойдет на формирование ударного импульса. Для вычисления ΔT воспользуемся моделью неупругого столкновения лопатки с абсолютно гладкой криволинейной поверхностью массивной мишени.

Рассмотрим общий случай подхода лопатки к преграде с произвольными углами ориентации Ψ и Ψ_v (рис. 2). До удара проекции скорости точки контакта лопатки равны:

$$\begin{aligned} v_{ax} &= v_0 \sin \psi_v + \omega_0 \xi_c \cos \psi; \\ v_{ay} &= v_0 \cos \psi_v - \omega_0 \xi_c \sin \psi. \end{aligned} \quad (5)$$

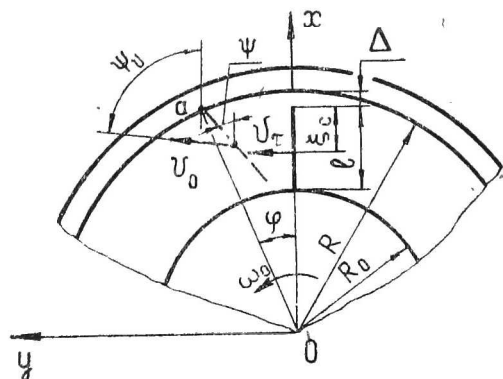


Рис. 2. Схема подхода лопатки к корпусу

В момент удара движение точки a в направлении оси y ограничено. Поэтому лопатка будет двигаться поступательно вместе с точкой a в направлении оси x со скоростью v_{ax} и вращаться

вокруг точки с некоторой скоростью, которая к концу удара достигнет величины ω_1 .

Энергия лопатки после удара

$$T_+ = \frac{mv_{ax}^2}{2} + \frac{I_a \omega_1^2}{2}. \quad (6)$$

В результате удара лопатка потеряет свою скорость

$$\Delta v = v_{ay} - \omega_1 \xi_c \sin \psi \quad (7)$$

и потерянная энергия, в соответствии с теоремой Карно,

$$\Delta T = \frac{1}{2} \int_0^l \rho F(\xi) \Delta v^2 d\xi. \quad (8)$$

Подставляя (7) в (8), определим:

$$\Delta T = 0.5mv_{ay}^2 - v_{ay}\omega_1 S_a \sin \psi + 0.5\omega_1^2 I_a \sin^2 \psi, \quad (9)$$

где S_a — статический момент инерции лопатки относительно точки a . Используя закон сохранения энергии $\Delta T = T_- - T_+$ и соотношения (4), (5), (6), (9), получим формулу для ω_1 :

$$\omega_1 = \frac{(v_0 \cos \psi_v - \omega_0 \xi_c \sin \psi) S_a \sin \psi}{I_c + I_a \sin^2 \psi} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{(\omega_0^2 (I_c - m\xi_c^2) + 2mv_0\omega_0\xi_c \sin(\psi - \psi_v)) (I_c + I_a \sin^2 \psi)}{(v_0 \cos \psi_v - \omega_0 \xi_c \sin \psi)^2 S_a^2 \sin^2 \psi} \right]^{1/2} \right\}. \quad (10)$$

Если пренебречь начальным вращательным движением, что вполне допустимо при проектировочных оценках, то формула (10) существенно упростится

$$\omega_1 = 2(I_c + I_a \sin^2 \psi)^{-1} (v_0 \cos \psi_v - \omega_0 \xi_c \sin \psi) S_a \sin \psi. \quad (11)$$

Используя величину ω_1 (11), по формуле (9) можно вычислить энергию ΔT , которая только и участвует в формировании ударного импульса и нормальной силы удара P_1^n .

Кроме силы P_1^n при взаимодействии лопатки с криволинейной преградой возникнет центробежная сила P_2^n , которая будет изменяться в процессе удара. В начале удара

$$P_2^n = (mv_{ax}^2/R) \cos^2 \psi, \quad (12)$$

а в конце

$$P_2^n = m \left(\frac{V_{ax}^2}{R} \cos \psi - \omega_1^2 \xi_c \right) \cos \psi.$$

Для расчетов используется формула (12). В момент первого удара

$$\psi = \sqrt{v^2 \frac{v_\tau^2}{c^2} \frac{\xi_c^2}{(R + \xi_c)^2} + \frac{2\Delta R}{R^2 - \xi_c^2}} - v \frac{v_\tau}{c} \frac{\xi_c}{R + \xi_c},$$

где Δ — зазор между торцом лопатки и корпусом,

$$\psi_v = \frac{\pi}{2} - \nu \frac{v_\tau}{c};$$

$$\omega_1 = \frac{(\nu v_\tau^2/c - \omega_0 \xi_c \psi) S_a \psi}{I_c + I_a \psi^2} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{(\omega_0^2 (I_c - m \xi_c^2) - 2m v_\tau \omega_0 \xi_c) (I_c + I_a \psi^2)}{(\nu v_\tau^2/c - \omega_0 \xi_c \psi)^2 S_a^2 \psi^2} \right]^{1/2} \right\};$$

$$v_{ay} = \nu v_\tau^2/c - \omega_0 \xi_c \psi;$$

$$P_2^n = m (v_\tau + \omega_0 \xi_c)^2 / R.$$

При первом столкновении из-за небольших значений v_{ay} и ω_1 основное воздействие на корпус осуществляется силой P_2^n , роль которой в процессе пробивания, однако, не очень велика. Поэтому первый контакт вызывает пробивание только очень тонких корпусов.

После первого контакта начинается эволюция лопатки в пространстве между соседними лопатками, диском и корпусом. При этом могут происходить нарушения контакта лопатки с корпусом — отскоки и столкновения с соседними лопатками. Описать характер движения лопатки в этот период не представляется возможным ввиду его сложности. Однако для расчета на непробиваемость из всего многообразия возможных ситуаций необходимо выбрать только случаи, когда реализация энергии лопатки максимальна. Эти гипотетические случаи показаны на рис. 3.

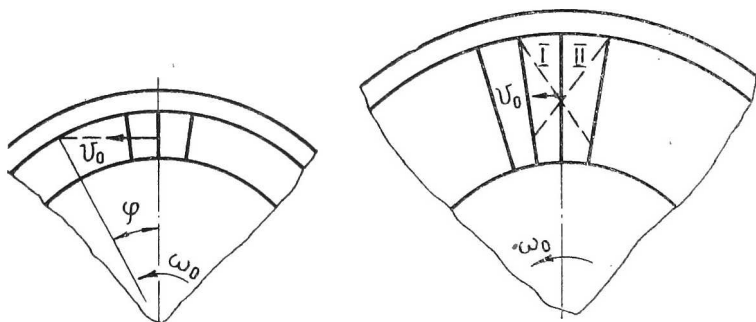


Рис. 3. Наиболее опасные гипотетические схемы подхода:
а — шаг больше половины длины лопатки ($l < 2t$); б — шаг меньше половины длины лопатки ($l > 2t$)

В соответствии с этим для рис. 3, а

$$\psi \approx \psi_v = \frac{\pi}{2} - \varphi; \quad \varphi = \arccos(r_c/R); \quad v_0 \approx v_\tau; \quad \omega_0 = 0;$$

для рис. 3, б

$$\psi \approx \arcsin(2t/l) - 2\varphi; \quad \varphi = t/R; \quad \psi_v = (\pi/2) - \varphi;$$

$$v_0 = v_\tau + \omega_0 \xi_c (1 - \cos(\varphi + \psi)); \quad \omega_0 = 0,$$

а v_{ay} , v_{ax} , ω_1 определяются по формулам (5), (10), (12).

Эквивалентная скорость для расчета ударного процесса определяется по формуле

$$v_s^2 = 2/m \Delta T. \quad (13)$$

РАСЧЕТ НЕОБХОДИМОЙ ТОЛЩИНЫ КОРПУСА

Методы определения необходимой толщины должны охватывать комплекс расчетных случаев, учитывающих все многообразие пробивания корпусов. К таким случаям следует отнести выбивание пробки, выпучивание с образованием розетки трещин, внедрение лопатки в бронезащиту.

Рассмотрим подробнее случай выбивания пробки. Для построения расчетной модели примем следующие допущения:

- удар неупругий (без отскока) и направлен по нормали к внутренней поверхности корпуса;
- касательные напряжения распределены равномерно по контуру выдавливаемого участка;
- контактная сила изменяется, как показано на рис. 4;
- рассеяние кинетической энергии происходит за счет работы пластических деформаций по поверхности среза и работы упругих деформаций корпуса.

В основе методики используются законы механики о сохранении импульса и энергии. Полагая, что при пробивании корпуса лопатка полностью теряет свою энергию, закон сохранения импульса запишем в виде

$$P_{1\max}^n t_y = mv \varepsilon; \quad \text{при } t_y = 2t_0 \quad 2P_{1\max}^n t_0 = mv \varepsilon. \quad (14)$$

Уравнение, отражающее закон сохранения энергии

$$\Delta T = K_y + \Pi_y + \Pi_{\text{пл}}, \quad (15)$$

содержит в правой части кинетическую энергию K_y и потенциальную энергию Π_y упругих изгибных волн корпуса, а также энергию пластических деформаций в пробое $\Pi_{\text{пл}}$. Определим каждую из этих составляющих.

Изобразим схематично корпус в виде кольца и тонкой короткой поддерживающей оболочки (рис. 5), роль которой могут выполнять и дискретно расположенные кронштейны. Под действием нагрузки (рис. 4) к моменту $t = 2t_0$ кольцо приобретает упругую энергию

$$K_y = \frac{4 (P_{1\max}^n)^2}{m_\Sigma t_0^2} \sum_{n=1}^N \frac{1}{P_n^4} \cos^2 P_n t_0 (1 - \cos P_n t_0)^2;$$

$$\Pi_y = \frac{2 (P_{1 \max}^n)^2}{m_\Sigma t_0} \sum_{n=1}^N \frac{1}{P_n^3} \sin^2 P_n t_0 (1 - \cos P_n t_0)^2, \text{ где}$$

$$P_n^2 = \frac{n^2 (n^2 - 1) E I_k}{\rho F_k R^4} + \frac{c_0}{\rho F_\Sigma}; \quad m_\Sigma = 2\pi R F_\Sigma \rho;$$

$c_0 = E h_0^3 / 4 l_0^3$ — радиальная жесткость оболочки на стыке с кольцом; h_0, l_0 — толщина и длина оболочки; $F_\Sigma = F_k (1+k)$; F_k, I_k — площадь и момент инерции сечения кольца; k — коэффициент приведения массы оболочки к кольцу.

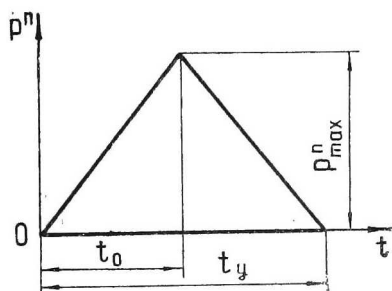


Рис. 4. Закон изменения нормального усилия взаимодействия по времени

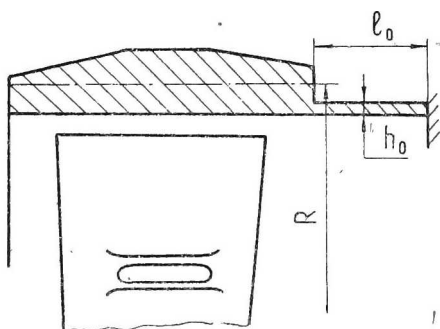


Рис. 5. Расчетная схема корпуса

Суммарная энергия упругих волн

$$K_y + \Pi_y = \frac{4 (P_{1 \max}^n)^2}{m_\Sigma t_0^2} I;$$

$$I = \sum_{n=1}^N \left(\frac{\cos^2 P_n t_0}{P_n^4} + \frac{t_0 \sin^2 P_n t_0}{2 P_n^3} \right) (1 - \cos P_n t_0)^2 \quad (16)$$

Работа пластических деформаций при выбивании пробки по контуру периметра L

$$\Pi_{пл} = \int_0^h \tau_d L (h - x) dx = \tau_d L h^2 / 2, \quad (17)$$

где h — толщина броневой части корпуса; τ_d — динамический предел прочности при сдвиге.

Подставляя в (14) $t_y = 2t_0$, а в (15) — $K_y + \Pi_y$ из (16), $\Pi_{пл}$ из (17) и ΔT из (13), получим:

$$2 P_{1 \max}^n t_0 = m v_\Sigma,$$

$$\frac{m v_\Sigma^2}{2} = \frac{\tau_d L h^2}{2} + \frac{4 (P_{1 \max}^n)^2}{m_\Sigma t_0^2}. \quad (18)$$

В этих двух уравнениях три неизвестных — h , $P_{1\max}^n$, t_0 . Для замыкания системы (18) добавим условие среза

$$P_{1\max}^n = \tau_d h L. \quad (19)$$

В (18), (19) входят трансцендентные выражения, поэтому разрешить ее относительно неизвестных и получить замкнутую формулу для необходимой толщины преграды весьма затруднительно. Ввиду этого предлагается ряд последовательных действий для приближенного подбора толщины. Зададим нулевое приближение толщины h^0 , затем из формул (18), (19) определим первые приближения

$$(P_{1\max}^n)^1 = \tau_d h^0 L; \quad t_0^1 = mv_{\Sigma} / (2P_{1\max}^n), \quad (20)$$

по которым вычисляется первое приближение суммы I . Первое приближение толщины вычислим по формуле

$$(h^1)^2 = \frac{m_{\Sigma} m^2 v_{\Sigma}^2}{16 \tau_d^3 L^3 I} \left(\sqrt{1 + \frac{32 \tau_d^2}{m} \frac{L^2 I}{m_{\Sigma}}} - 1 \right), \quad (21)$$

которая получается из уравнения энергетического баланса (18) после исключения из него $P_{1\max}^n$ и t_0 в соответствии с формулами (20). Эта последовательность повторяется до тех пор, пока h^i и h^{i+1} не будут достаточно близки.

Нулевое приближение толщины может быть определено по формуле

$$h^0 = \left(\frac{mv_{\Sigma}}{\tau_d L} \right)^{1/2},$$

соответствующей пренебрежению доли энергии, затраченной на общую деформацию кольца.

Если допустить, что моменты достижения максимумов силы удара $P_{1\max}^n$ и центробежной силы $P_{2\max}^n$ совпадают, то необходимо учитывать их совместное действие. В этом случае толщина бронезащиты также определяется по формуле (21). Величины t_0^i и I_i при этом определяются по формулам

$$t_0^i = (mv_{\Sigma} / 2\tau_d h^{i-1} L) (1 - P_{1\max}^n / \tau_d h^{i-1} L);$$

$$I^i = \frac{1}{(1 - P_{1\max}^n / \tau_d h^{i-1} L)^2} \sum_{n=1}^N \left(\frac{\cos^2 P_n t_0^i}{P_n^4} + \frac{t_0^i \sin^2 P_n t_0^i}{2P_n^3} \right) \times \\ \times (1 - \cos P_n t_0^i)^2 \quad (22)$$

Как следует из (22), центробежная сила увеличивает продолжительность удара.

Если разрушение происходит с образованием выпучивания и растрескивания, то схема определения необходимой толщины аналогична вышеприведенной. Разница будет только в выраже-

нии $\Pi_{\text{пл}}$. Опуская подробный ход вычислений, приведем лишь окончательную формулу:

$$h = 0,38 mv_{\text{Э}}^2 / (r_0^2 \sigma_S \delta - \Delta h), \quad (23)$$

$$\text{где } \Delta h = 3,02 \frac{(P_{1\text{max}}^n)^2}{m_{\Sigma} t_0^2 r_0 \sigma_S \delta};$$

r_0 — радиус эквивалентной площадки контакта; σ_S, δ — предел текучести и относительное остаточное удлинение.

В формуле (23) первое слагаемое является основной величиной, а значение Δh определяет потери кинетической энергии на упругое деформирование корпуса. Нулевое приближение толщины h^0 находится из (23) при $\Delta h = 0$, а по формулам (14), (16) — t_0, I и $P_{1\text{max}}^n$ — по формуле $P_{1\text{max}}^n = 3,43 \sigma_S \sqrt{\delta h} r_0$. Затем определяются первое приближение Δh и следующее приближение h . Вычислительный процесс необходимо продолжать до тех пор, пока между соседними приближениями не будет существенных отличий.

Если учитывать и центробежную силу, то в формуле для $\Delta h P_{1\text{max}}^n$ следует заменить на P_{max}^n и его i -ое приближение будет равно

$$(P_{\text{max}}^n)^i = 3,43 \sigma_S \sqrt{\delta h^{i-1} r_0} (1 - P_{2\text{max}}^n / 3,43 \sigma_S \sqrt{\delta h^{i-1} r_0}),$$

а t_0^i и I_i вычислим по формулам:

$$t_0^i = mv_{\text{Э}} / 2 ((P_{\text{max}}^n)^i - P_{2\text{max}}^n);$$

$$I^i = \sum_{n=1}^N \left(\frac{\cos^2 P_n t_0^i}{P_n^4} + \frac{t_0^i \sin^2 P_n t_0^i}{2P_n^3} \right) (1 - \cos P_n t_0^i)^2.$$

Рассмотренные два механизма разрушения имеют место в тех случаях, когда на периферии лопаток размещаются бандажные полки, если их нет, то вследствие высоких удельных давлений происходит внедрение (вдавливание) периферийной части лопаток в корпус. Разрушение обычно заканчивается срезом на тыльной поверхности корпуса. Этот механизм особенно четко проявляется там, где материал лопатки тверже материала корпуса. Приведем окончательную формулу, полученную из условия равенства энергий ΔT и $\Pi_{\text{пл}}$:

$$h = \frac{mv_{\text{Э}}^2}{2H_{\text{д}}S} + \frac{H_{\text{д}}S}{\tau_{\text{д}}L},$$

где S — площадь контактной площадки; $H_{\text{д}}$ — динамическая твердость, которая связана со статической твердостью по Бриггеллю соотношением $H_{\text{д}} \approx 2,8 H_{\text{В}}$.

При конструировании бронезащитных устройств для локализации оторвавшейся лопатки одним из центральных вопросов является правильный выбор материала.

Известно, что материал обладает комплексом стандартных механических параметров σ_B ; σ_S ; δ ; Ψ ; E ; ρ ; H_B ; a_k и прочих, характеризующих его прочностные, пластические, упругие, весовые и другие свойства. Однако исследователи давно поняли и неоднократно убеждались в том, что ни один из них, за исключением a_k , в отдельности не определяет несущей способности материала при ударном воздействии [1, 2, 3].

Коэффициент a_k или другие аналогичные характеристики, определяемые при ударных испытаниях образцов, также недостаточно полно отражают способность материала воспринимать ударную нагрузку, т. к. на их величине в значительной мере сказываются форма образца и вид испытания.

По-видимому, при умеренных скоростях взаимодействия ($v < 400$ м/с), какие бывают в случае обрыва лопаток, наилучший материал бронезащиты характеризуется наибольшей способностью поглощать кинетическую энергию летящего тела и переводить ее, не разрушаясь, в потенциальную энергию упругих и пластических деформаций. Естественной характеристикой в этом случае является критическая скорость, т. е. такая скорость нагружения, превышение которой сопровождается разрушением.

При продольном нагружении бесконечного стержня связь между скоростью нагружения и максимальным напряжением определяется формулой [4]:

$$v = \frac{1}{\rho} \int_0^{\sigma} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right)^{-1/2} d\sigma, \quad (24)$$

где ε — продольная деформация.

В случае, когда материал обладает линейным упрочнением (схема Прандтля),

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E, \text{ если } \sigma < \sigma_S; \quad \frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E_*, \text{ если } \sigma > \sigma_S,$$

где E_* — модуль упрочнения.

После вычисления интеграла в правой части (24)

$$v = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\sigma_S}{c} + \frac{\sigma - \sigma_S}{c_*} \right), \quad (25)$$

где $c_* = (E_*/\rho)^{1/2}$ — скорость распространения пластических продольных волн в стержне.

Если в формуле (25) принять $\sigma = \sigma_B$, то значение разрушающей скорости соударения — v_* . Полагая далее $E_* \approx 100(\sigma_B - \sigma_S)/\delta$ получим формулу:

$$v_* = \frac{\sigma_S}{\sqrt{E\rho}} + 0,1 \sqrt{\frac{\delta(\sigma_B - \sigma_S)}{\rho}}.$$

Для авиационных конструкций большое значение имеет вес бронезащиты; поэтому эффективность ее материала необходимо оценивать удельным критерием — характеризуемой поглощаемой энергией, отнесенной к единице веса бронезащиты:

$$\frac{v_*}{\sqrt{\rho}} = \frac{\sigma_S}{\rho \sqrt{E}} + \frac{0,1}{\rho} \sqrt{\delta(\sigma_B - \sigma_S)}. \quad (26)$$

Аналогичную зависимость можно получить и при других видах нагружения стержней.

Механические характеристики, входящие в комплексный критерий (26), должны определяться при динамическом разрушении. Однако при отсутствии динамических характеристик приближенную оценку параметра $v_*\rho^{-1/2}$ можно получить по стандартным статическим характеристикам.

Л и т е р а т у р а

1. Гольдсмит В. Удар. М.: Изд-во лит. по стр-ву, 1965.
2. Рахматулин Х. А., Демьянов Ю. А. Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1961.
3. Райнхарт Дж. С., Пирсон Дж. Поведение металлов при импульсных нагрузках. М.: Изд-во иностранной лит., 1958.
4. Пановко Я. Г. Введение в теорию механического удара: М.: Наука, 1977.

УДК 621.45.00.11.068 : (536.27 : 539.433)

Л. А. Лашкова, Н. Е. Сергеев

О ПРОЧНОСТНОЙ ДОВОДКЕ ТЕПЛООБМЕННИКА ДЛЯ УТИЛИЗАЦИИ ТЕПЛА ВЫХЛОПНЫХ ГАЗОВ ГТУ

В последнее время возникла проблема утилизации тепла выхлопных газов стационарных газотурбинных установок (ГТУ). Для ее решения разрабатываются различные теплообменные устройства. Ниже описаны конструктивные особенности и результаты прочностной доводки теплообменника, работающего в выхлопной системе станции для испытания ГТУ.

Конструкция исходного варианта теплообменника и схема его расположения в выхлопной системе представлены на рис. 1. Теплообменное устройство состоит из 3-х рядов батарей, в каж-